

В.М. Климкин

Момент количества движения атома – мера инверсии в импульсных лазерах на парах химических элементов

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 19.10.2001 г.

Возможности создания инверсии на самоограниченных переходах атомов и ионов химических элементов связаны со спектроскопическими свойствами рабочих переходов.

Импульсные газоразрядные лазеры на переходах с резонансных на метастабильные состояния атомов и ионов химических элементов прошли довольно значительный период развития – более 30 лет. На сегодняшний день самоограниченная генерация получена на ~50 спектральных переходах 15 элементов из Периодической системы Д.И. Менделеева, включая *p*-, *d*- и *f*-элементы. Имеются и отрицательные результаты, не нашедшие удовлетворительного объяснения. В этой

связи полученный массив данных требует анализа и обобщений. В данной статье обращается внимание исследователей на связь спектроскопических свойств рабочих переходов с возможностью создания инверсии и эффективностью генерации в лазерах этого типа.

В таблице даны классификация большинства (44) из найденных на сегодняшний день самоограниченных лазерных переходов и классификация основных состояний соответствующих атомов и ионов. Переходы

Лазерные переходы

№ пере- хода	Длина волны, нм	Атом (ион)	Рабочий переход	Основное со- стояние	Удельный энергосъем*, усл. ед.
1	854,2	CaII	$4p^2P^0_{3/2} - 3d^2D_{5/2}$	$^2S_{1/2}$	5
2	866,2	CaII	$4p^2P^0_{1/2} - 3d^2D_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	5
3	5546,0	CaI	$4p^1P^0_1 - 3d^1D_2$	1S_0	10
4	534,1	MnI	$y^6P^0_{7/2} - a^6D_{9/2}$	$^6S_{5/2}$	5
5	542,0	MnI	$y^6P^0_{5/2} - a^6D_{7/2}$	$^6S_{5/2}$	5
6	547,0	MnI	$y^6P^0_{5/2} - a^6D_{5/2}$	$^6S_{5/2}$	1
7	551,7	MnI	$y^6P^0_{3/2} - a^6D_{3/2}$	$^6S_{5/2}$	1
8	553,8	MnI	$y^6P^0_{3/2} - a^6D_{1/2}$	$^6S_{5/2}$	1
9	1290,0	MnI	$z^6P^0_{7/2} - a^6D_{9/2}$	$^6S_{5/2}$	2
10	1329,4	MnI	$z^6P^0_{7/2} - a^6D_{7/2}$	$^6S_{5/2}$	2
11	1331,9	MnI	$z^6P^0_{5/2} - a^6D_{7/2}$	$^6S_{5/2}$	2
12	1362,7	MnI	$z^6P^0_{5/2} - a^6D_{5/2}$	$^6S_{5/2}$	1
13	1386,4	MnI	$z^6P^0_{3/2} - a^6D_{3/2}$	$^6S_{5/2}$	1
14	1399,7	MnI	$z^6P^0_{3/2} - a^6D_{1/2}$	$^6S_{5/2}$	1
15	452,9	FeI	$x^3D^0_4 - a^5P_3$	5D_4	1
16	510,6	CuI	$4p^2P^0_{3/2} - 4s^2D_{5/2}$	$^2S_{1/2}$	10
17	578,2	CuI	$4p^2P^0_{1/2} - 4s^2D_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	9
18	1032,7	SrII	$5p^2P^0_{3/2} - 4d^2D_{5/2}$	$^2S_{1/2}$	5
19	1091,4	SrII	$5p^2P^0_{1/2} - 4d^2D_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	5
20	6456,0	SrI	$5p^1P^0_1 - 4d^1D_2$	1S_0	10
21	614,2	BaII	$6p^2P^0_{3/2} - 5d^2D_{5/2}$	$^2S_{1/2}$	3
22	649,7	BaII	$6p^2P^0_{1/2} - 5d^2D_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	3
23	1130,3	BaI	$6p^1P^0_1 - 5d^3D_2$	1S_0	10
24	1499,9	BaI	$6p^1P^0_1 - 5d^1D_2$	1S_0	10
25	312,2	AuI	$6p^2P^0_{3/2} - 6s^2D_{5/2}$	$^2S_{1/2}$	1

№ пере- хода	Длина волны, нм	Атом (ион)	Рабочий переход	Основное состояние	Удельный энергосъем*, усл. ед.
26	627,8	AuI	$6p^2P_{1/2} - 6s^2D_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	10
27	535,0	III	$7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$	$^3P_{1/2}$	1
28	363,9	PbI	$6p7s^3P_1^0 - 6s^2P_1$	3P_0	1
29	405,7	PbI	$6p7s^3P_1^0 - 6s^2P_2$	3P_0	2
30	722,9	PbI	$6p7s^3P_1^0 - 6p^2D_2$	3P_0	5
31	472,2	BiI	$7s^4P_{1/2} - 6p^3D_{3/2}^0$	$^4S_{3/2}$	1
32	664,5	EuII	$z^9P_5 - a^9D_6^0$	9S_4	1
33	1001,9	EuI	$z^7P_4 - a^7D_5^0$	9S_4	1
34	1016,8	EuII	$z^7P_4 - a^7D_4^0$	9S_4	1
35	1361,1	EuII	$z^9P_4 - a^7D_5^0$	9S_4	1
36	1664,8	EuI	$y^8P_{5/2} - a^8D_{7/2}^0$	$^8S_{7/2}$	2
37	1760,1	EuI	$y^8P_{9/2} - a^8D_{11/2}^0$	$^8S_{7/2}$	2
38	4321,4	EuI	$y^8P_{9/2} - b^8D_{11/2}^0$	$^8S_{7/2}$	2
39	5066,1	EuI	$y^8P_{7/2} - b^8D_{9/2}^0$	$^8S_{7/2}$	2
40	5430,7	EuI	$y^8P_{7/2} - b^8D_{5/2}^0$	$^8S_{7/2}$	1
41	6059,2	EuI	$y^8P_{5/2} - b^8D_{3/2}^0$	$^8S_{7/2}$	1
42	1345,3	YbII	$5p^2P_{3/2}^0 - 5d^2D_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	1
43	1649,8	YbII	$5p^2P_{3/2}^0 - 5d^2D_{5/2}$	$^2S_{7/2}$	2
44	2437,7	YbII	$5p^2P_{1/2}^0 - 5d^2D_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	2

* В числе квантов.

систематизированы по химическим элементам. Кроме того, представлены длины волн генерации и экспертная оценка удельного энергосъема в числе квантов лазерных переходов в десятибалльной шкале. Из таблицы видно, что в классификации лазерных переходов и основных состояний частиц, а также энергетической эффективности переходов имеются определенные закономерности. В частности, 31 лазерный переход – подавляющее большинство в данной таблице – можно объединить по следующему признаку: для этих переходов полные моменты атомов и ионов в метастабильных состояниях больше, чем в резонансных. Переходы характеризуются высоким энергосъемом. В списке имеются только 11 переходов, полные моменты рабочих состояний которых равны или моменты резонансных состояний больше. Энергосъем на этих переходах очень мал.

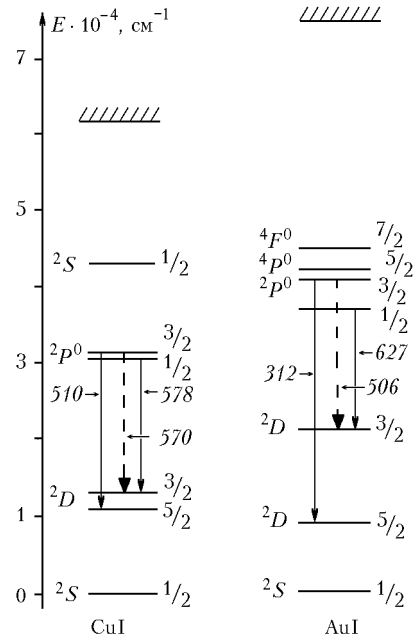
Таким образом, на основании имеющихся экспериментальных данных по наблюдению самоограниченной генерации следует признать, что эффективные лазерные переходы имеют характерный спектроскопический признак – атомные частицы в метастабильных состояниях должны иметь полные моменты больше, чем в резонансных.

Данный критерий эффективности лазерных переходов может быть сформулирован в терминах статвесов – статвес метастабильного состояния должен быть больше статвеса резонансного.

Объективное существование этого признака подтверждается отрицательными результатами – отсутствием генерации на некоторых «перспективных» переходах с резонансных на метастабильные уровни. Под перспективными мы понимаем переходы, удовлетво-

ряющие 5 известным условиям [1, 2]. Эти случаи трудно проследить из приведенных в таблице данных, поэтому рассмотрим их отдельно.

В качестве примера возьмем наиболее исследованные и эффективные лазеры на парах меди и золота. На рисунке представлены диаграммы уровней атома меди и золота и известные лазерные переходы



Спектральные переходы в системах резонансных и метастабильных состояний атомов меди и золота

меди с $\lambda = 510$ и 578 нм и золота – $312,2$ и 627 нм. Особенность генерации в атоме меди в том, что из

трех спектральных переходов в системе резонансных и метастабильных состояний на одном из переходов – между состояниями с равными моментами количества движения – ${}^2P_{3/2}^0 - {}^2D_{3/2}$ с $\lambda = 570$ нм генерации не наблюдается, хотя эти состояния полностью удовлетворяют упомянутым выше условиям получения эффективной генерации [1, 2] и в спонтанном излучении разряда в парах меди $\lambda = 570$ нм – одна из наиболее ярких линий. Аналогичная ситуация имеет место в атоме золота на $\lambda = 506,4$ нм. На аналогичных переходах в спектрах ионов щелочноземельных элементов Ba^+ , Sr^+ , Ca^+ с равными моментами резонансных и метастабильных состояний генерации также не наблюдается. Таким образом, из анализа отрицательных результатов видна закономерность, согласно которой между состояниями с равными моментами генерация, как правило, не наблюдается, а в более общем случае эти состояния инвертируются существенно хуже, чем состояния, удовлетворяющие сформулированному выше признаку эффективных переходов. Очевидно, что резонансные состояния с большим моментом бесперспективны в качестве рабочего уровня эффективных импульсных лазеров.

Природа отмеченной выше закономерности в списке лазерных переходов и причины отсутствия генерации на $\lambda = 570$ Си и 506 нм Ау и так далее состоят в том, что в электрическом разряде скорости электронного возбуждения резонансных и метастабильных состояний атомных систем близки и значительная инверсия возникает только за счет разности полных моментов (статвесов) рабочих состояний.

Данное положение было наглядно продемонстрировано экспериментально в работе [3]. Идея этого эксперимента заключена в следующем. Если предположить, что метастабильные уровни меди не возбуждаются электронным ударом, то насыщающее световое поле в резонаторе лазера перераспределяет населенности рабочих состояний обратно пропорционально статвесам. При этом населенность резонансного уровня меди должна падать на 60% для уровня ${}^2P_{3/2}$ и на 66% – для уровня ${}^2P_{1/2}$ [4]. Такое уменьшение населенности резонансных состояний соответствует значительному эффекту тушения спонтанного излучения, если его наблюдать на соответствующих резонансных линиях в спектре рабочих частиц или на рабочих переходах по радиусу трубки. При таких наблюдениях в импульсно-периодическом лазере в эксперименте [4] найдено, что в присутствии насыщающего оптиче-

ского поля населенности резонансных уровней Си уменьшаются на величину не более 14–15%, т.е. значительно меньше ожидаемого значения. Анализ [4] показал, что величина сброса населенности (14–15%) резонансного состояния соответствует интенсивному электронному возбуждению метастабильных состояний. В частности, установлено, что для Си-лазера константы скоростей возбуждения резонансных и метастабильных состояний близки.

Для модели «идеального» [4] самоограниченного лазера (учитывается только прямое электронное возбуждение рабочих состояний) требуемые для инвертирования населенностей величины констант пороговых скоростей накачки k_r определяются соотношением [4]:

$$k_r \geq k_m \frac{g_r}{g_m},$$

где g_m , g_r – статвеса рабочих уровней. С ростом момента основного состояния атомных частиц $g_r/g_m \rightarrow 1$. Следовательно, для элементов с большим моментом основного состояния для достижения генерации необходимы большие различия констант возбуждения k_r и k_m . Таким образом, с учетом правил отбора для спектральных переходов получаем еще один признак эффективных лазерных переходов – эффективные переходы следует ожидать для атомных систем с минимальным полным моментом атома или иона в основном состоянии, т.е. с $J = 0; 1/2$. Как видно из данных колонки 4 таблицы, большинство из перечисленных в таблице атомов и ионов удовлетворяют этому критерию, но есть и исключения. В частности, структуры атомов марганца ($J = 5/2$), висмута ($J = 3/2$), европия ($J = 7/2$) неблагоприятны для высокоэффективной генерации. Для этих элементов значительного энергосъема не получено.

1. Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould B. Efficient pulsed gas discharge lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1966. QE-2. №. 9. P. 474–479.
2. Верный Е.А. Лазеры на самоограниченных переходах // Ален Л., Джонс Д. Основы физики газовых лазеров: Пер. с англ. / Под ред. Е.А. Верного. М.: Наука, 1970. С. 78–81.
3. Клишкин В.М., Прокопьев В.Е. Об эффективности преобразования энергии возбуждения резонансных уровней меди в лазерное излучение // Ж. техн. физ. 1979. Т. 49. № 11. С. 2460–2463.
4. Клишкин В.М. Диагностика импульсных лазеров методами модуляционной спектроскопии // Теплофиз. выс. температур. 1985. Т. 23. С. 568–571.

V.M. Klimkin. Atom moment of momentum as a degree of inversion in the pulsed vapor lasers.

Possibilities of creation of inversions at self-limited transitions of atoms and ions of chemical elements are connected with spectroscopic properties of working transitions.